ARTICLE PRINCIPAL

recouvrant en tout les

THESES PRESENTEES

pour l'obtention

du titre

de DOCTEUR de l'UNIVERSITE

de PARIS

(mention Sciences)

à

l'UNIVERSITE de PARIS VI

par Monsieur Hardev Singh VIRK

Sujet de la 1ère Thèse :

"Identification des particules relativistes dans les "étoiles blanches" produites par les interactions des protons de 14 GeV dans une émulsion nucléaire."

Sujet de la 2e Thèse :

Proposition donnée par l'Université de Paris VI

soutenues le 26 Septembre 1972 devant la Commission composée de :

Monsieur	MORAND	Max	Président
Madame	MORAND	Geneviève	Examinateur
Monsieur	AVAN	Louis	"

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

PHYSIQUE CORPUSCULAIRE. — *Identification des particules relativistes dont les traces sont très inclinées dans l'émulsion nucléaire.* Note (*) de M. Hardev Singh Virk, présentée par M. Francis Perrin.

Nous avons effectué une analyse de la densité de grains de traces de particules relativistes dans l'émulsion et nous proposons une correction qui permet d'identifier les particules dont les traces sont très inclinées.

1. Après avoir réalisé, à partir de la table de Barkas, l'identification complète de particules relativistes à trace horizontale (angle d'inclinaison $< 20^o$) ([1]) produites dans des interactions proton-nucléon à 14 GeV, nous avons étudié les particules présentant un angle d'inclinaison important. Nous avons observé que presque 20 % de ces particules ne donnaient pas de résultats cohérents pour la valeur-plateau. Elles restaient donc non identifiées. Dans presque tous les cas les valeurs-plateau trouvées étaient plus faibles que celles qui correspondent à des traces horizontales et la différence s'accroît quand l'angle d'inclinaison augmente.

2. Nous avons observé que la densité de grains varie d'une plaque à l'autre et que, dans les différentes régions d'une même plaque, elle dépend du degré de développement. En prenant dix plaques pour chaque trace, nous avons trouvé que la dispersion des valeurs de densité de grains pour les différentes plaques est de l'ordre de 5 % dans le cas de traces horizontales tandis que dans le cas des traces inclinées cette variation peut aller jusqu'à 30 %. Une autre caractéristique surprenante de la variation de la densité de grains est la façon dont elle a lieu : Les plaques qui contribuent le plus à la densité de grains totale des traces horizontales sont les plaques qui, au contraire, contribuent le moins à la densité de grains des traces inclinées. Cette variation dépend du signe du vecteur de distorsion dans chaque plaque et il semble être une fonction parabolique de l'angle d'inclinaison. Cependant, le fait le plus important est la valeur de la densité de grains au minimum d'ionisation déterminée à partir de l'étude de 30 étoiles blanches ([1]) comme étant de 9,7 « blobs » pour 80 μ. Il ne peut pas y avoir une valeur de densité de grains inférieure à cette limite. Or dans le cas de plusieurs traces inclinées proches du minimum d'ionisation, nous avons observé une densité de grains inférieure de 5 % à cette limite. Tout ceci suggère la nécessité d'une correction importante pour déterminer la densité de grains des traces très inclinées.

3. Il y a eu plusieurs essais [([2]), ([3]), ([4])] de mesure de diffusion multiple sur les traces inclinées dans l'émulsion mais leur identification n'a toujours pas été réalisée. Dans le cas de traces qui s'enfoncent et à cause des effets de distorsion dans l'émulsion, il faut introduire une correction aussi bien pour la diffusion que pour la densité de grains.

Pour déterminer la densité de grains des traces inclinées nous avons compté le nombre de « blobs » ou paquets de grains dans chacune des dix plaques. Ceci est équivalent à un comptage de lacunes. Il est bien connu [(5), (6), (7)] que pour l'émulsion la distribution des longueurs de lacunes est une exponentielle de la forme

$$N(l) = N_0 \exp(-gl), \tag{1}$$

où N_0 est le nombre de « blobs », $N(l)$ est le nombre de lacunes de longueur supérieure à l et g est la densité de grain vraie.

Quand la trace est inclinée en faisant un angle β avec la surface de l'émulsion, l'image projetée de la trace contient une densité de grains accrue g et la densité réelle de grains g_0 est obtenue par la relation

$$g = \frac{g_0}{\cos\beta}. \tag{2}$$

Puisque tous les segments de trace sont inclinés, l'analyse devrait confirmer que $g \cos\beta$ ($\equiv g_0$) reste invariant avec la profondeur (8). Cette condition est cependant en défaut pour les traces très inclinées avec une pente importante. Quand l'inclinaison β s'accroît, la lacune observée entre deux « blobs » consécutifs est réduite par un facteur $\cos\beta$ et la relation (1) devient

$$N\left(\frac{l}{\cos\beta}\right) = N_0 \exp\left(-\frac{gl}{\cos\beta}\right), \qquad \text{où} \quad N(l) > N\left(\frac{l}{\cos\beta}\right) \tag{3}$$

et leur rapport est

$$\sigma = \frac{N\left(\frac{l}{\cos\beta}\right)}{N(l)} = \exp - gl\left(\frac{1}{\cos\beta} - 1\right). \tag{4}$$

En prenant pour g la valeur moyenne de densité de grains de dix « blobs » pour 80 μ et pour l, l'inverse du diamètre moyen d'un grain développé, on peut calculer la valeur de σ pour différents angles d'inclinaison β. La correction ainsi déterminée est négligeable pour des angles inférieurs à 20° mais elle est de l'ordre de 8 % à $\beta = 40°$ et 22 % pour $\beta = 60°$.

Le tableau ci-dessous montre l'accord entre les valeurs de σ calculées à partir de la relation (4) et les valeurs obtenues à partir des valeurs-plateau des traces inclinées comparées à la valeur-plateau d'une trace horizontale.

Comme dans quelques-unes des plaques les effets de distorsion sont énormes, il est nécessaire d'éliminer ces plaques aussi bien pour le comptage de grains que pour les mesures de diffusion multiple.

Pour réduire l'effet de déformation et déterminer la valeur $p\beta c$, nous avons choisi la plus petite longueur de cellule possible en utilisant la méthode du centre de gravité (9). Pour des traces ayant un angle d'inclinaison d'environ 30°, les mesures se font en cellules de 10 μ (longueur de

TABLEAU

Identification des traces inclinées

Numéro de branche	Densité de grains (g_0/80 μ)	Inclinaison	$p\beta c$ (MeV)	g/g_{pl}	g_{pl}	Identité	σ_{obs} (g_{pl}/11,00)	σ_{th}
1.....	9,77 ± 0,16	5°	2818 ± 221	0,8881	11,00	P	–	–
2.....	9,43 ± 0,23	26	625 ± 88	0,8825	10,69	π	0,97	0,97
3.....	9,38 ± 0,26	34	381 ± 43	0,8940	10,49	π	0,95	0,95
4.....	9,69 ± 0,40	36	223 ± 22	0,9788	9,90	π	0,90	0,94
5.....	9,31 ± 0,48	43	213 ± 26	0,9788	9,51	π	0,87	0,91
6.....	10,67 ± 0,33	57	120 ± 13	1,224	8,72	π	0,79	0,81
7.....	10,60 ± 0,33	58	125 ± 10	1,224	8,50	π	0,77	0,80
8.....	10,61 ± 0,45	61	126 ± 13	1,224	8,67	π	0,79	0,77

la projection) et pour celles dont l'angle d'inclinaison est supérieur à 50°, en cellules de 5 μ. Comme les valeurs de $p\beta c$ pour les traces inclinées sont toujours sous-estimées, nous avons introduit une correction en remplaçant la longueur de cellule projetée t par $t/\cos\beta$ dans la formule de diffusion et en utilisant la valeur K (constant de diffusion) correspondante.

Pour plus de certitude on peut contrôler l'estimation de valeur $p\beta c$ en recourant à l'étude de l'ionisation et du moment transverse p_t qui reste indépendant de l'angle d'émission pour les particules relativistes ([10]).

(*) Séance du 25 septembre 1972.

([1]) H. S. VIRK, *Thèse de Doctorat*, Université de Paris VI, 1972.
([2]) W. H. BARKAS et coll., *Phys. Rev.*, 105, 1957, p. 1037.
([3]) E. M. FRIEDLANDER et T. VISKY, *Rev. Roum. Phys.*, Bucarest, 10, n° 8, 1965, p. 871.
([4]) M. METON, *Thèse de Doctorat*, Université de Paris VI, 1971.
([5]) C. O'CEALLAICH, *Nuovo Cim.*, suppl., 12, 1954, p. 412.
([6]) P. H. FOWLER et D. H. PERKINS, *Phil. Mag.*, 46, 1955, p. 587.
([7]) A. AHMEDZADEH, *Nuovo Cim.*, 24, 1962, p. 1.
([8]) W. H. BARKAS, *Nuclear Research Emulsions*, I, 1963, p. 392, chap. 9.
([9]) TSAI-CHU et C. SIMONIN-HAUDECŒUR, *Nuovo Cim.*, 20, 1961, p. 1102.
([10]) H. S. VIRK (à paraître au *Nuclear Physics* B, Holland).

Laboratoire de Physique générale,
Université de Paris VI,
9, *quai Saint-Bernard,*
75005 *Paris.*

8.A.4 Nuclear Physics B48 (1972) 476–486. North-Holland Publishing Company

PROTON-NUCLEON INTERACTIONS AT 14 GeV IN NUCLEAR EMULSION

H.S. VIRK *
Laboratoire de Physique Générale, Université de Paris

Received 7 August 1972

Abstract: A systematic study of complete identification of shower particles in jets produced by the interaction of 14 GeV protons with free or quasi-free nucleons in nuclear emulsions has been undertaken. The relative number of pions, protons, and kaons among shower particles was found to be 74 ± 7%, 17 ± 4% and 9 ± 3% respectively. Various other parameters such as multiplicity, angular distribution, momentum and energy distribution for charged secondaries have been determined and compared with the results of work at other energies. The coefficient of inelasticity is estimated to be 0.60.

1. INTRODUCTION

The aim of this study is to realise as completely as possible an identification of particles emitted among shower prongs of white stars produced by the collision of 14 GeV primary protons with free or quasi-free nucleons in a nuclear emulsion. In almost all the work carried out at various energies so far, the selection criterion permitted only the identification of particles emitted in a cone with a solid angle of a fraction of a steradian. In our case this limit extends up to 2.3 sr. As a consequence, our analysis permits us to determine the values of various parameters of nuclear interaction to a better degree of reliability.

2. EXPERIMENTAL PROCEDURE

A stack of 61 G_5 emulsion plates each 20 cm × 15 cm × 600 μm, exposed to an accelerated proton beam of 14 GeV/c at the CERN proton synchrotron, was scanned and out of 750 interaction stars only 10 were found to be white stars called jets. However, there were nearly 6% of stars with only one or two recoil particles. In all, 30 stars have been studied with multiplicity n_s varying from 3 to 13. The stars have been classified into two categories, (i) low multiplicity with $n_s < 6$ and (ii) high mul-

* Permanent address: Dept. of Physics, Panjabi University, Patiala, India.

tiplicity with $n_s \geqslant 6$. The overall multiplicity for shower secondaries is found to be 4.0 ± 0.1. This value is in agreement with the predictions of the statistical theory of Hagedorn (ref. [1]) and is to be compared with values obtained at 9,20 and 27 GeV, i.e. 3.4 ± 0.1 (ref. [2]), 3.7 ± 0.5 (ref. [3]) and 4.8 ± 0.4 (ref. [4]).

3. IDENTIFICATION OF SHOWER PARTICLES

The identification of secondary shower particles is based on multiple scattering by making use of the method of centre of gravity and grain density measurement by counting of blobs on each prong from air to glass surface in each plate until the particle leaves the emulsion. Most of the stars studied have all prongs horizontal in case of category (i) and the particle identification has been achieved without ambiguity by making use of the table of ref. [5]. In category (ii) stars, about 80% of the prongs give good identification but the rest being very inclined need an important correction for grain density and $p\beta c$. They consist mostly of low energy pions. The statistical errors in the grain density and $p\beta c$ measurements for the horizontal tracks are less than 1% and 5% respectively. This high precision in measurement of grain density and $p\beta c$ for the identification of shower particles is necessitated by the fact that the rise in grain density between minimum of ionisation and the plateau is only 14% while the Lorentz factor γ_L changes from 4.5 at minimum to $\gamma_L \approx 100$ at plateau value.

The reliability of this method has been checked by plotting an empirical curve between g/g_{min} and log $p\beta c$ where g denotes the blob density and g_{min}, its value corresponding to the minimum of ionisation. The curve (fig. 1) shows three distinct

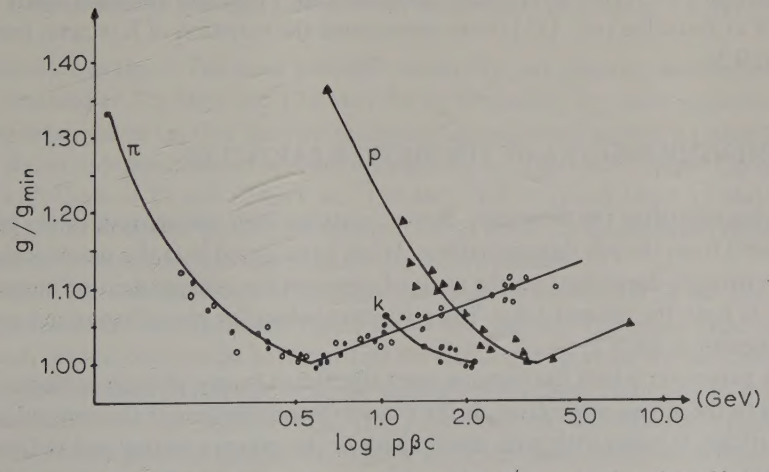

Fig. 1. Relativistic rise of grain density for shower particles: g/g_{min} as a function of log $p\beta c$ (○ pions, ● K-mesons, ▲ protons).

Table 1
Relative abundance of π, p and K in shower prongs

Star	Total no. of prongs	Particle identity	Relative number	% Ratio	K/π ratio
category (i)		π	50	77	
	65	p	11	17	0.08
$n_s < 6$		K	4	6	
category (ii)		π	54	72	
	75	p	13	17	0.15
$n_s \geq 6$		K	8	11	

categories of shower particles corresponding to π, p and K meson and establishes a relativistic rise of grain density of 12% for the π meson where γ_L changes from 4.5 to 30. This is in agreement with the results obtained by Stiller and Shapiro (ref. [6]) and theoretical calculations of Sternheimer. (ref. [7]).

The relative numbers of pions, protons and kaons are given in table 1.

(i) This relative abundance of particles is in good agreement with that found in cosmic ray jets. The average abundance value for pions in cosmic rays is given to be 76 ± 6% (ref. [8]) which agrees fairly with our average value of 74 ± 7%.

(ii) The K/π ratio rises slowly with multiplicity n_s. Other groups with counter experiments at CERN (ref. [9]) and Brookhaven (ref. [10]) and emulsion study at 14 GeV at Bruxelles (ref. [11]) have determined the variation of K/π ratio from 0.05 to 0.30.

4. MOMENTUM SPECTRA OF THE SHOWER PARTICLES

Having identified the secondary shower particles their momentum values can be calculated from the $p\beta c$ determinations. It has been found that the momentum values are strongly dependant on the angle of emission but independant of the multiplicity in both the lab and c.m.s. The respective values for pions, kaons and protons are indicated in table 2.

The parameter which has become most significant in any phenomenological approach to the strong interaction, is the transverse momentum of the emitted secondary particles. It varies little with multiplicity or the primary energy and is Lorentz invariant.

The distribution of transverse momentum for pions for both categories of stars

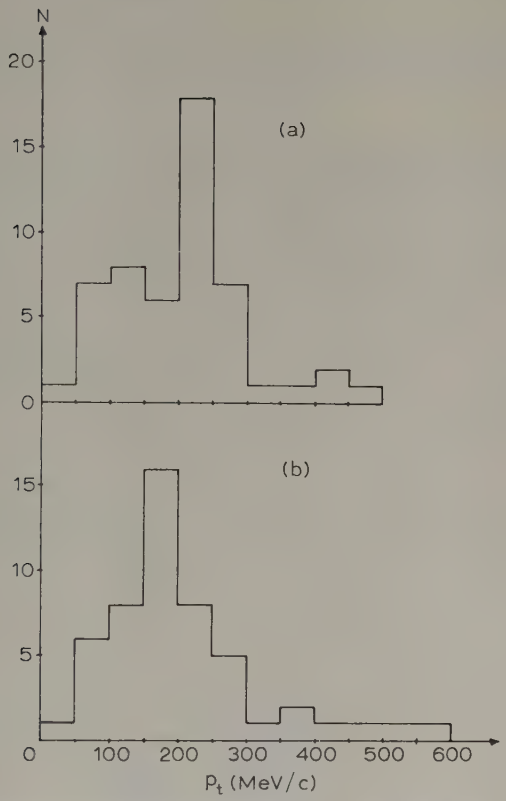

Fig. 2. Distribution of transverse momentum p_t for secondary pions. (a) $n_s < 6$, (b) $n_s \geqslant 6$.

is represented in fig. 2. The most probable values of p_t are given by well-defined peaks centered at 225 MeV and 175 MeV for $n_s < 6$ and $n_s \geqslant 6$ stars respectively. But the mean values $\langle p_t \rangle$ for the two categories are not much different (table 2) which shows independence of p_t from multiplicity n_s. The values of $\langle p_t \rangle$ can be compared with those at 20 and 27 GeV i.e., 154 MeV (ref. [3]) and 185 ± 17 MeV (ref. [4]). The values of $\langle p_t \rangle$ for protons and kaons (table 2) are different from that of pions. So it depends only upon the nature of the particle.

To show the independence of p_t from the angle of emission θ in the lab and θ^* in the c.m. the histograms of figs. 3 and 4 are plotted. The mean value of p_t in each case is found to lie between 180 MeV and 200 MeV. So we can conclude that particle creation in nucleon-nucleon collisons takes place according to the thermodynamical model of Hagedorn (ref. [12]), each hadron (identified as a fireball in the model) coming out of interaction volume with a definite momentum depending upon the angle of emission.

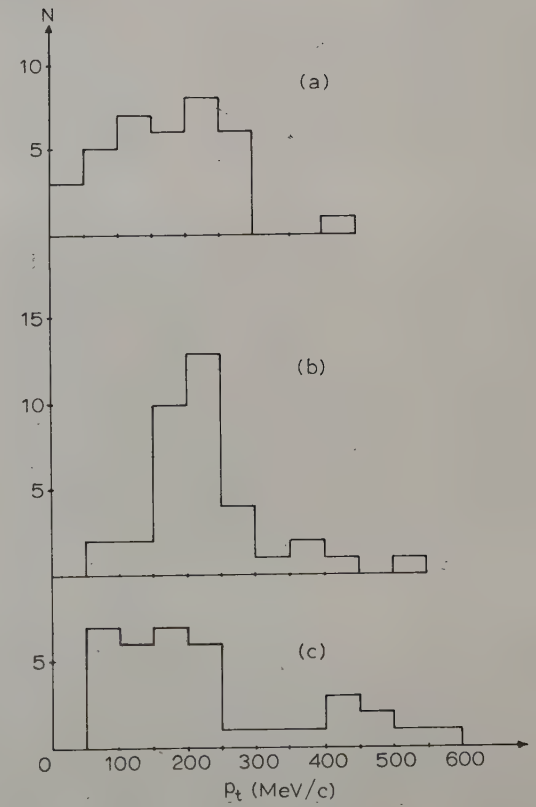

Fig. 3. Independance of p_t from angle of emission θ in the lab system. (a) $0 \leqslant \sin\theta \leqslant 0.20$, (b) $0.20 \leqslant \sin\theta \leqslant 0.40$, (c) $0.40 \leqslant \sin\theta \leqslant 1.00$.

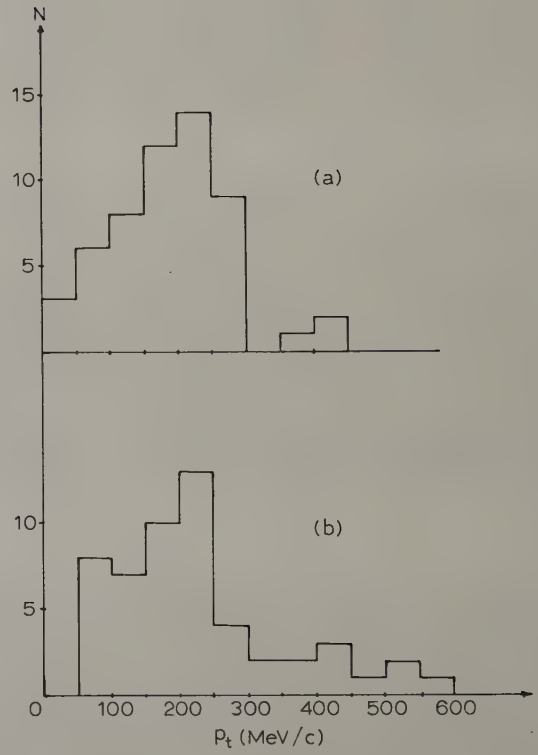

Fig. 4. Independance of p_t from angle of emission θ^* in the c.m.s. (a) $0.0 \leqslant \cos\theta^* \leqslant 1.0$, (b) $-1.0 \leqslant \cos\theta^* \leqslant 0.0$.

5. ANGULAR DISTRIBUTION

The angular distribution of shower secondaries as a function of the cosine of the angle of emission θ^* in c.m.s. is given in fig. 5. It is seen that degree of anisotropy defined by

$$\alpha = \frac{\text{no. of forwards emitted particles} - \text{no. of backwards emitted particles}}{\text{total no. of emitted particles}}$$

decreases with increasing multiplicity. The value of α from low multiplicity ($n_s < 6$) stars

$$\alpha = \sum_{i=1}^{20} \frac{(n_f - n_b)}{N} = 0.30 \pm 0.07 .$$

Fig. 5. Angular distribution of shower secondaries in the c.m.s. (a) $n_s < 6$, (b) $n_s \geq 6$.

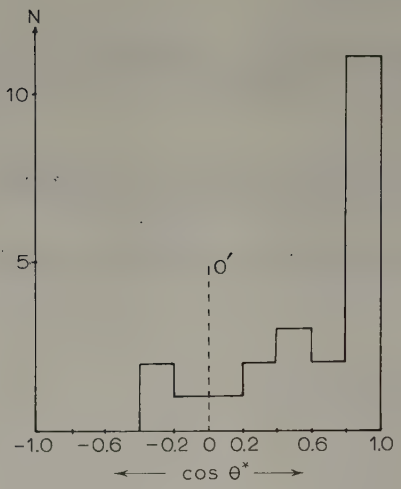

Fig. 6. Angular distribution of secondary protons in the c.m.s.

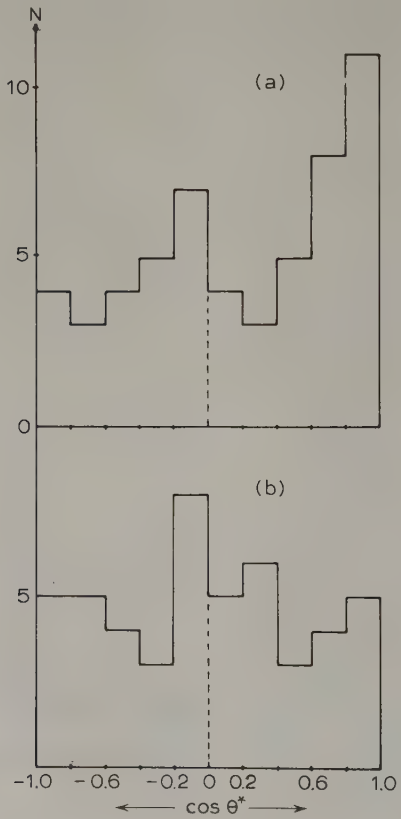

Fig. 7. Angular distribution of secondary pions in the c.m.s. (a) $n_s < 6$, (b) $n_s \geq 6$.

The value from high multiplicity ($n_s \geqslant 6$) stars

$$\alpha = \sum_{i=1}^{10} \frac{(n_f - n_b)}{N} = 0.03 \pm 0.02 .$$

The value found at 9 GeV (ref. [13) for 3-prong events is 0.16 ± 0.13. The distribution of protons (fig. 6) is highly asymmetric as also found at 9 GeV. The angular distribution for π mesons (fig. 7) is symmetric at high multiplicities which proves the peripheralism of the nucleon-nucleon collisions.

6. DISTRIBUTION OF ENERGY

It is of interest to note that the mean energy carried by secondary pions in c.m.s. $\langle E_\pi^* \rangle$ is constant and independant of the primary energy. The energy distribution for

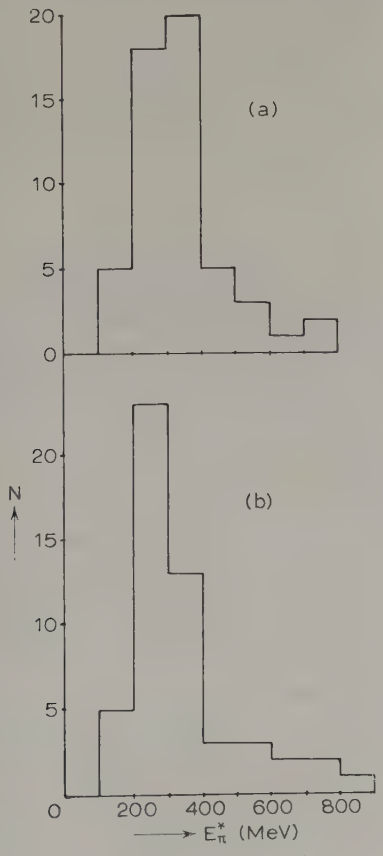

Fig. 8. Energy distribution of secondary pions in the c.m.s. (a) $n_s < 6$, (b) $n_s \geqslant 6$.

pions has been plotted (fig. 8) and the mean value of E_π^* is found to be 350 ± 6 MeV for the two categories of stars which is in good agreement with the value found at 9 GeV (ref. [14]) and that obtained from cosmic ray jets by Bombay group (ref. [15]). The mean values of energy for K mesons and protons are 608 MeV and 1165 MeV respectively.

Table 2
Values of various parameters.

Parameter	Pions		Kaons	Protons
	$n_s < 6$	$n_s \geq 6$		
$\langle E^* \rangle$ (MeV)	340 ± 6	363 ± 6	608 ± 10	1165 ± 12
$\langle p_t \rangle$ (MeV/c)	207 ± 6	200 ± 6	250 ± 10	330 ± 16
$\langle p^* \rangle$ (MeV/c)	338 ± 5		325 ± 12	690 ± 10
$\langle p \rangle$ (MeV/c)	925 ± 30		1660 ± 120	2280 ± 100
$\langle E \rangle$ (MeV)	1025 ± 25		1750 ± 125	3000 ± 110

7. INELASTICITY

In order to obtain a genuine estimate of the coefficient of inelasticity, it is necessary to identify and measure the energies of all the secondaries produced in the collision. This purpose is realised in this study. The values of K and K^* in the two systems are given by the formulas

$$K = \frac{\sum E}{U - 2m} = \frac{\sum E}{2m(\gamma_c^2 - 1)},$$

$$K^* = \frac{\sum E^*}{U^* - 2m} = \frac{\sum E^*}{2m(\gamma_c - 1)},$$

where U and U^* represent the total energies and m is the nucleon mass. From Lorentz transformation

$$U = \gamma_c U^*$$

In a nucleon-nucleon collision at 14 GeV, the energy liberated in the c.m. is 4.97 GeV and the energy available for creation of secondary particles is 3.10 GeV, supposing that nucleons are not the created particles but mere partners in the collision.

The mean total energy of secondaries ΣE^* for $n_s < 6$ and $n_s \geqslant 6$ stars is found to be 1.36 GeV and 1.63 GeV respectively and the corresponding values of K^* are 0.66 and 0.80. The values of K in lab system are found to be 0.47 and 0.60 for two categories. These values satisfy the relation between K and K^*. The values of K found at cosmic ray energies are much less. This proves that the value of inelasticity falls with increase of primary energy and rises with multiplicity.

The value of K determined above has been verified by an alternative method (ref. [16]) based on the overall angular distribution of secondaries. As p_t is Lorentz invariant, the total energy radiated in the form of newly created particles can be represented by

$$E = \tfrac{3}{2} \langle p_t \rangle \sum \operatorname{cosec} \theta \, .$$

The mean value of $\Sigma \operatorname{cosec} \theta$ for $n_s \geqslant 6$ stars has been found to be 28 and taking $\langle p_t \rangle = 200$ MeV, the value of K comes out to be 0.60.

8. CONCLUSIONS

(i) The average multiplicity for shower secondaries, $n_s = 4.0 \pm 0.1$ is in good agreement with statistical model.

(ii) The relative abundance of π, p and K in shower prongs is 74 ± 7%, 17 ± 4% and 9 ± 3% respectively.

(iii) The K/π ratio rises with multiplicity in agreement with other works.

(iv) The interaction length of shower secondaries for star production is found to be 33 ± 2 cm which is in good agreement with the cosmic ray value of 32±3 cm (ref. [8]).

(v) The mean value of transverse momentum $\langle p_t \rangle$ is almost constant and independant of multiplicity and angle of emission.

(vi) The mean energy of pions in c.m. is constant and its value $\langle E_\pi^* \rangle = 350 \pm 6$ MeV.

(vii) The c.m. angular distribution for protons is anisotropic and for pions the degree of anisotropy decreases with increasing multiplicity.

(viii) The coefficient of inelasticity K varies from 0.47 to 0.60 in the lab system and from 0.66 to 0.80 in the c.m.s. Its values rises towards unity for very high multiplicity stars in the c.m.

I am highly thankful to Prof. M. Morand for permitting me to work in his laboratory under a French government scholarship. I also thank Dr. Tsai-chü for his constant guidance in this work.

REFERENCES

[1] R. Hagedorn, Nuovo Cimento 15 (1960) 434.
[2] T. Visky, I.M. Gramenitskii, Z. Korbel, A.A. Nomofilov, L. Rob, V.N. Strel'tsov and M.S. Khvastunov, JETP(Sov. Phys.) 14 (1962) 763.
[3] F.F. Abraham and R.M. Kalbach, Nuovo Cimento 26 (1962) 717.
[4] Y. Baudinet-Robinet et al., Nucl. Phys. 32 (1962) 452.
[5] W.H. Barkas and D.M. Young, U.C.R.L. 2579 (September, 1954).
[6] B. Stiller and M.M. Shapiro, Phys. Rev. 92 (1953) 735.
[7] R.M. Sternheimer, Phys. Rev. 88 (1952) 851; 89 (1953) 1148; 103 (1956) 511.
[8] D.H. Perkins, Progress in elementary particle and cosmic ray physics (North-Holland, Amsterdam, 1960) vol. V, p. 278.
[9] V.T. Cocconi, T. Fazzini, G. Fidecaro, M. Legros, N.H. Lipman and A.W. Merrison, Phys. Rev. Letters 5 (1960) 19.
[10] W.F. Baker, R.L. Cool, E.W. Jenkins, T.F. Kycia, S.J. Linderbaum, W.A. Love, D. Lüers, J.A. Niederer, S. Ozaki, A.L. Read, J.J. Russel and L.C.L. Yuan, Phys. Rev. Letters 7 (1961) 101.
[11] M. Csejthey-Barth, Nuovo Cimento 32 (1964) 545.
[12] R. Hagedorn, Nucl. Phys. B24 (1970) 93.
[13] N.P. Bogachev, S.A. Bunyatov, I.M. Gramentskii, V.B. Lyubimov, Yu.P. Merekov, M.I. Podgoretskii, V.M. Sidorov and D. Tuvdendorzh, JETP(Sov Phys) 10 (1960) 872.
[14] V.I. Veksler, 9th Int. Annual Conf. on high energy physics, Moscow, 1960.
[15] Siddeshwar Lal et al., Nucl. Phys. 31 (1962) 415.
[16] Edwards et al., Phil. Mag. 3 (1958) 237.